$$\mathscr{P}\dot{W}(t) = -i\mathscr{P}L(t)\mathscr{P}W(t) - i\mathscr{P}L(t)\{\theta(t)-1\}\mathscr{P}W(t) - i\mathscr{P}L(t)\theta(t)\mathscr{Y}(t,0)QW(0), \tag{8}$$

$$\mathscr{Y}(t,\tau) = \exp_{\leftarrow}\left[-iQ\int_{\tau}^{t} L(s)\,ds\right],$$

等の表式を得る。ⅰ）の場合との相違はL(t)が時間に依っている為に，ordered exponentialが幾つか登場することである。

この様にして通常の減衰理論のわく内で，所謂Non-Markoffの方程式convolutionlessの式の間の関係を明らかにし，更にstockastic modelsに対する拡張が出来たわけである。

ⅲ）応用例はいくつか考えられるがボソンの振動子とスピン系を扱った。我々はこのような系に対して一般化された位相空間の方法を用いて，c-数空間の記述に移行する。斯くして量子体系は古典統計と類似の理論のわく組の中におさまるのである。ボース振動子である極限をとればKuboのstochastic Liouville eq.の結果を導く事が出来，我々の結果はtime-scaleの大小に関わりなくoverallな適用性を有している事が確認出来る。

Quantal Master Equation valid for Any Time-scale

お茶の水大・理　橋爪夏樹・柴田文明・新宮真弓

ⅰ）前の講演の結果を，見ている系(S)も，その系に接触している熱浴(B)も共に量子系であるという場合に適用してみよう。Liouville演算子は

$$L = L_S + L_B + L_{SB}\ .$$

射影演算子$\mathscr{P}$を

$$\mathscr{P}X = \rho_B \, \mathrm{Tr}_B \, X \quad ,$$

と定義すれば，見ている系の密度行列は，

$$\dot{\rho}(t) = -i(L_S + \langle L_{SB} \rangle_B)\rho(t) - \Psi(t)\rho(t) \, ,$$

$$\Psi(t) = \langle iL\{\theta(t) - 1\}\rangle_B \, ,$$

という式にしたがう。

以下に L_{SB} での摂動展開が便利な表式を与えておこう。

その結果は，

$$\Psi(t) = -i \langle L_{SB} \frac{Q\{S(t)R(-t)-1\}}{1+Q\{S(t)R(-t)-1\}} \rangle_B \quad ,$$

$$S(t) = \exp_{\rightarrow}\left[-i\int_0^t d\tau \, Q U_0(\tau) L_{SB} U_0(-\tau) Q\right] ,$$

等の表式で与えられる。

ii） Stochastic model のガウス過程に対応する近似は $0(L_{SB}^2)$ とすればよく，ボース振動子に上の結果を適用し，ある簡単化の極限をとる。更に c- 数空間の記述に移行して高温の極限をとれば分布関数は

$$\dot{F}(\varphi, t) = \frac{1}{2}\Phi_0(t)\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}F(\varphi, t) \, ,$$

という時間に依存する“拡散係数”を持った拡散方程式に従う。これはKuboの表式に対応するものである。

iii） 非線型スピン緩和

これも以下に結果のみを与えると，

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} + i\mathbf{L}\cdot\gamma\mathbf{H}_0\left[1+\delta(t)+\kappa(t)\mathbf{H}_0\cdot\mathbf{M}^{(\Omega)}\right] - i\mathbf{L}\cdot\mathbf{D}(t)\cdot i\mathbf{L} + \eta(t)\, i\mathbf{L}\cdot(\mathbf{M}^{(\Omega)}\times\mathbf{H}_0)\right\}F^{(\Omega)}(\mathbf{m}, t) = 0 \, ,$$

という分布関数に対する表式を得る。ここにΩはq-数からc-数に移行する際のmappingの種類を示している。具体的には

$$\mathbf{M}^{(N)} = S\mathbf{m} - \frac{i}{2}\mathbf{m}\times\mathbf{L} \qquad (\text{Normal mapping}),$$

$$\mathbf{M}^{(A)} = (S+1)\mathbf{m} + \frac{i}{2}\mathbf{m}\times\mathbf{L} \qquad (\text{Antinormal mapping}),$$

で与えられるものである。

iv) 以上の結果は次の様にまとめられよう。

A) 非平衡系を扱う際の大きなわく組としては減衰理論に依る。殊にそのconvolutionlessな表式を用いることにより総ての時間領域をカバー出来る。

B) 非線型性及び量子効果は一般化位相空間の方法による。この手法は ii), iii) の例で見られるように非常に有力である。

斯如く我々はA), B)二つの理論形式を併用することによって非平衡系に対する非線型・量子効果を論ずる枠組を示したのである。

以上はSchrödinger表示の立場であるが，最近 Heisenberg picture からのわく組も出来上ったものであるが別の機会に譲る。

非平衡状態に於けるランジュバン型方程式

山口大学教育学部　古　川　　浩

静的及び動的な側面から物理量のゆらぎを記述出来るランジバン方程式は統計力学に於いて動要な位置をしめる。最近のKubo達の仕事[1,2]は線型のFokker-Planck方程式の非定常状態への拡張の可能性を示している。ここではLangevin型方程式の一般的な拡張を示そう。

物理量のset を column vector A によって表わす。$\triangle A(t)$ を時刻 t に於けるAのゆらぎとする。$\triangle A(t)$の時間微分は形式的に二つの部分に分けることが出来る。